

ПОЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ УСКОРЕНИИ ПЛАЗМЫ, РАССЕИВАЮЩЕЙ МОЩНЫЙ ПОТОК БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Г.А.Аскаръян

Создание мощных импульсных электронных ускорителей на токи $10^5 + 10^6$ а и напряжения $0,3 + 10$ Мэв с длительностью импульса несколько десятков наносек [2 — 4] позволяют в настоящее время использовать предложенный ранее [1] способ ускорения плазмы с замороженным магнитным полем, рассеивающим электронный поток, для ускорения плазмы до релятивистских скоростей и получения частиц высокой энергии (в [1] был рассмотрен нерелятивистский случай).

Рассмотрим релятивистский электронный поток, налетающий на сгусток достаточно плотной плазмы, рассеивающая способность которой усилена замороженным магнитным полем. При рассеянии электронов магнитным полем плазме будет передаваться импульс электронного потока и плазма будет ускоряться как целое, если обеспечена достаточно сильная связь электронной и ионной фракций плазмы, т.е. если возникающее ускоряющее поле $E_{\text{уск}}$ не превосходит по величине максимальное кулоновское поле, которое может возникнуть при разделении зарядов плазмы $E_p \approx 4\pi n_e e d$, где n_e — концентрация плазмы и d — длина сгустка. (Например, для $E_{\text{уск}} = 10^9$ в/м необходимо $n_e \geq 10^{12}$ см⁻³ при длине сгустка $d = 5$ см).

Магнитное поле, замороженное в плазму, должно иметь напряженность, достаточную для сильного рассеяния или отражения электронного потока: из условия $eH\rho \approx mvc \approx \mathcal{E}$ получим необходимое $H \approx \mathcal{E}/ed \approx 0,6 \cdot 10^3 \mathcal{E} \text{ Мэв} \sim 10^3$ э при энергии электронов $\mathcal{E} = 3$ Мэв. Если силовые линии замороженного магнитного поля выходят из сгустка, то сечение сгустка может быть гораздо меньше сечения электронного пучка при сохранении достаточной эффективности передачи импульса. Длительность ускорения не должна заметно превышать скин-слоевое время затухания токов в плазме ($t \approx 4\pi\sigma d^2/c^2$, где σ — электропроводность плазмы) — если не приняты специальные меры для поддержания токов (например, меняющимся внешним магнитным полем или деформацией сгустка) или не должна превосходить время разлета плазмы под действием магнитного или теплового давления. Давление рассеиваемого электронного потока может ограничить поперечный разлет и обеспечить инерционное продольное сгребание сгустка плазмы, образуя "чашу" ускоряющих сил.

Оценим динамику ускорения плазменного сгустка. Предположив, что в движущейся системе координат, связанной со сгустком импульс электрона p_x' при столкновении со сгустком меняется сильно (например, на обратный) получим изменения импульса электрона в лабораторной системе,

$$\Delta p_x = 2p_x' / \sqrt{1 - \beta^2},$$

но

$$p_x' = \frac{p_x - v \xi/c}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{mc(\beta_e - \beta)}{\sqrt{1 - \beta_e^2} \sqrt{1 - \beta^2}}$$

поэтому

$$\Delta p_x = \frac{2}{1 - \beta^2} \frac{mc}{\sqrt{1 - \beta_e^2}} (\beta_e - \beta).$$

Здесь $\beta_e = v_e/c$ — скорость электронов потока и $\beta = v/c$ — скорость сгустка в лабораторной системе координат.

Изменение энергии движения сгустка на единицу длины пути

$$\frac{d}{dL} \frac{Mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = Mc^2 \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{3/2}} \frac{d\beta}{dL} = \Delta p_x v = \Delta p_x N_1 (\beta_e - \beta) c =$$

$$= \frac{2mc^2 N_1 (\beta_e - \beta)^2}{(1 - \beta^2) \sqrt{1 - \beta_e^2}},$$

где частота ударов электронов о сгусток $\nu = N_1(v_e - v)$, N_1 — погонное число электронов и M — полная масса покоя сгустка, или

$$\frac{\beta d\beta}{(1 - \beta^2)^{3/2} (\beta_e - \beta)^2} = A dL,$$

где

$$A = \frac{2mN_1}{M \sqrt{1 - \beta_e^2}}.$$

Интегрирование производится подстановкой $\beta = \sin \phi$ и дает

$$\frac{1}{(1 - \beta_e^2)} \left\{ \frac{\beta_e \sqrt{1 - \beta^2}}{(\beta_e - \beta)} - 1 - \frac{1}{(1 - \beta_e^2)^{3/2}} \times \right.$$

$$\left. \times \ln \left[\frac{1 - \beta_e (1 - \sqrt{1 - \beta_e^2}) / \beta (1 + \sqrt{1 - \beta_e^2})}{1 - \beta_e (1 - \sqrt{1 - \beta_e^2}) / \beta (1 - \sqrt{1 - \beta_e^2})} \right] \right\} = AL.$$

Введем $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ (т.е. $\beta = \sqrt{\gamma^2 - 1}/\gamma$) тогда

$$\ln [] = \ln \frac{1 - \left(\frac{1 - 1/\gamma}{1 + 1/\gamma} \right)^{1/2} \left(\frac{1 - 1/\gamma_e}{1 + 1/\gamma_e} \right)^{1/2}}{1 - \left(\frac{1 - 1/\gamma}{1 + 1/\gamma} \right)^{1/2} \left(\frac{1 - 1/\gamma_e}{1 - 1/\gamma_e} \right)^{1/2}}.$$

При $\gamma \gg 1$; $\ln[\] = \ln[(\gamma_e + \gamma)/(\gamma_e - \gamma)]$. При $\gamma_e \gg \gamma$; $\ln[\] \rightarrow 2\gamma/\gamma_e$.
 В этом случае

$$2\gamma^3 \approx AL = \frac{2mN_1 L}{M\sqrt{1-\beta_e^2}},$$

т.е.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \left\{ \frac{mN_1 L}{M\sqrt{1-\beta_e^2}} \right\}^{1/3}.$$

Например, при

$$\xi \approx mc^2/\sqrt{1-\beta_e^2} \approx 10 \text{ МэВ},$$

погонной концентрации электронов в пучке $N_1 \approx 1/\text{ес} \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ эл/см}$ (ток $I = 10^6 \text{ а}$) массе покоя плазмы $M \approx \frac{1}{2}d^3 n_e m_p \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ г}$ и пути ускорения $L = 10 \text{ м}$ (этот путь может во много раз превосходить длину струи электронного потока при $\beta_e \rightarrow 1$) получим $\gamma \approx 3$, что соответствует энергии протонов $\gamma m_p c^2 \approx 3 \text{ ГэВ}$.

Отметим, что при больших N_1 индукционная масса покоя электрона

$$m = m_0(1 + N_{10} r_0 L_{10}) \gg m_0,$$

где $N_{10} = N_1/\gamma_e r_0$ — классический радиус электрона и L_{10} — погонная индуктивность в системе покоя струи ($N_{10 \text{ КД}} \approx 1/r_0 L_{10} \approx 1/r_0 \ln(\ell_0/d) \approx 1/r_0 \ln(\gamma_e/d) \approx 10^{12} \text{ эл/см}$) и ℓ — длина электронной струи в лабораторной системе, что соответственно уменьшает γ_e при заданном $m\gamma_e$ на начальной стадии ускорения, когда это несущественно, однако, по мере торможения тока из-за самоиндукции γ_e все более увеличивается, что улучшает условия ускорения на релятивистской стадии. Самоиндуктивные эффекты при торможении мощных электронных лучей могут быть столь велики, что остающаяся часть электронов может быть ускорена до больших энергий (о самоиндукционном ускорении см. [5]). Отражение электронного потока замороженным полем может оказаться выгоднее предложений [6] об обратном черенковском ускорении сгустка в электронном потоке (в нашем случае используется более сильный механизм взаимодействия электронного потока с плазмой).

Возможны варианты усиления взаимодействия с возбуждением коллективных эффектов в плазменном сгустке, однако, они нагревают сгусток и приводят к более быстрому развалу. В случае замороженного магнитного поля коллективных эффектов можно избежать, например, не допуская электронный луч в плазму, осуществляя рассеяние электронов на силовых линиях магнитного поля, выходящих из сгустка.

Осевая устойчивость сгустка может быть обеспечена или ускорением в металлической трубе, отталкивающей от своих стенок плазменный сгусток с выходящими из него силовыми линиями в замороженном поле (сила отталкивания магнитного поля сгустка от проводящих стенок может быть соизмерима с ускоряющей силой, так как отжимающее от стенок магнитное давление на сгусток близко к ускоряющему магнитному давлению электронного тока) или созданием специального магнитного поля, отжимающего сгусток к оси, или подбором профиля электронного потока, обеспечивающего и ускорение и осевую устойчивость сгустка.

Отметим, что рассмотренный механизм ускорения является обратным по отношению к механизму ускорения Ферми (в нашем случае используется реакция отдачи при отражении частиц от магнитных облаков).

Возможно осуществление взрыво-реактивного ускорения сгустка плазмы с замороженным магнитным полем при одностороннем нагреве плазменного сгустка электронным или СВЧ потоком и давления нагретого слоя на остальную часть плазмы (замороженное магнитное поле делает плазму непрозрачной для расширяющегося нагретого слоя плазмы). При этом давление нагретой плазмы может во много раз превосходить давление самого электронного луча [7].

Поступило в редакцию
18 июля 1968 г.

Литература

- [1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 41, 1632, 1961.
- [2] F. C. Ford, D. Martin, D. Sloan, W. Link. Bull. Amer. Phys. Soc., 12, 961, 1967.
- [3] W. T. Link. IEEE Trans. of Nucl. Sc., NS-14, 777, 1967.
- [4] S. E. Graybill, S. V. Nablo. Appl. Phys. Lett., 8, 18, 1966.
- [5] Г.А.Аскарьян. Атомная энергия, 6, № 6, 1959.
- [6] В.И.Векслер. Атомная энергия, 2, 427, 1957.
- [7] Г.А.Аскарьян, Е.М.Мороз. ЖЭТФ, 43, 2319, 1962.